



TITLE:

一様等方性乱流中の渦構造の圧縮性による抑制現象 (乱れの発生,維持機構および統計法則の数理)

AUTHOR(S):

三浦, 英昭

CITATION:

三浦, 英昭. 一様等方性乱流中の渦構造の圧縮性による抑制現象 (乱れの発生,維持機構および統計法則の数理). 数理解析研究所講究録 2002, 1285: 37-44

ISSUE DATE:

2002-09

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/42426>

RIGHT:

一様等方性乱流中の渦構造の圧縮性による抑制現象

核融合研 三浦英昭 (MIURA Hideaki)

National Institute for Fusion Science

1 はじめに

流体の圧縮性の乱流への影響は乱流に大きな影響を及ぼす。この影響は、一様剪断乱流や混合流における運動エネルギー成長率の抑制現象に特に顕著に見られる。この抑制現象は、混合現象などと密接に結びついている重要な問題であり、これまで多数の研究が為されてきた。Sarkar[1] は、一様剪断乱流の DNS により、運動エネルギーの成長に関する圧縮性の影響は、圧力・膨張相関や圧縮性の散逸など圧縮性流体独自の効果よりはむしろ、エネルギー生成項の中のレイノルズ応力の非圧縮性成分（従って、速度場の非圧縮性成分）が変化することの影響が大きいことを示した。Vreman et al.[2] は、混合層のシミュレーションにおいて、圧力変動が混合層の成長抑制に大きく関与していることが示した。これらの研究に代表されるように、これまでの研究からは、圧縮性が速度場の非圧縮成分や圧力揺らぎに大きな影響を与えていることがわかっている。しかし、このような変化が、具体的にどのような機構で実現され、どのような現象・空間構造に反映されるか、その詳細はまだ明らかではない。

ここでは、速度場の非圧縮性成分や圧力変動を代表する空間構造として、渦構造に注目し、比較的圧縮性の弱い場合について、渦構造への圧縮性の影響を調べる。圧縮性および非圧縮性の減衰性一様等方乱流の直接数値計算 (DNS) を実行し、この DNS で得られる渦構造を比較する。この論文の構成は以下の通りである。第 2 節では、DNS の概要について述べる。第 3 節では、渦同定法を使用した解析結果について紹介する。第 4 節はまとめである。

2 直接数値計算

圧縮性流体の方程式は、密度 ρ 、運動量 ρu_i 、全エネルギー E_T を基礎変数として、以下のように記述する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{2}{Re_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right\} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial x_i} [(E_T + p)u_i] + \frac{1}{M_0^2 Pr_0 Re_0 (\gamma - 1)} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_i} \\ & + \frac{2}{Re_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ u_i \left[S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_T = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i, \quad (4)$$

ここで、 u_i は速度ベクトルの第 i 成分、 S_{ij} はひずみ速度テンソルの (i, j) 成分、 T は温度、 $p = \rho T / \gamma M_0^2$ は圧力である。比熱比は $\gamma = 1.4$ である。方程式 (1)-(4) のコントロールパラメータはレイノルズ数 Re_0 、プラントル数 Pr_0 、マッハ数 M_0 である。

非圧縮性流体の方程式は、以下のように記述される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re_0} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (i = 1, 2, 3). \quad (6)$$

ここでは、密度は一様一定 ($\rho = \rho_0 \equiv 1$) とし、コントロールパラメータはレイノルズ数 Re_0 のみである。

DNS にはフーリエ変換スペクトル法とルンゲ・クッタ・ジル法を用いる。非線型項のエイリアシング誤差は、非圧縮性流体では 2/3 ルール (圧縮性流体では 1/2) による打ち切り法を用いて除去する。我々の DNS は、以下に述べるような初期条件から出発する。圧縮性及び非圧縮性 DNS の速度場の非圧縮性成分は、ランダムで圧縮性のない初期速度場で与える。すなわち、速度場の非圧縮性成分のフーリエ成分の振幅を、エネルギースペクトル

$$E(k, t) \propto k^4 \exp\left(-2\frac{k^2}{k_0^2}\right) \quad (7)$$

で与え、位相を乱数で与える。ここでは、 $k_0 = 4$ とする。圧縮性 DNS の初期条件において、密度は初期に一様 ($\rho = \rho_0$) とし、圧力は速度場の非圧縮成分から、ポアソン方程式

$$\frac{\partial^2 p^I}{\partial x_i \partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} (u_i^I u_j^I) \quad (8)$$

を解いて得る。添字 I はベクトルの回転 (非圧縮) 成分を表している。式 (8) で得られる圧力は、速度場の非圧縮性成分から圧力への寄与を示している。この論文では以後この量を、 p^I を単に非圧縮性圧力と呼ぶ。なお、圧縮性乱流の数値計算の場合、初期条件の与え方について議論の余地がある。[4, 5, 6] ここでは、単純に速度場の圧縮性成分 u_j^C および密度揺らぎをゼロとする。この他に、我々は Ristorcelli and Blaisdel[5] が提案した初期条件でも DNS を行ない、初期の速度発散および密度揺らぎの有無が、本稿における我々の議論には大きな影響を及ぼさないことを確認した。我々の DNS のコントロールパラメータ及び格子点数 N^3 を表 1 に示す。DNS の名前の記号 C 及び I はそれぞれ、圧縮性及び非圧縮性シミュレーションを示す。以後、解析は主に C1 及び I1 の DNS データを比較しながら進め、必要に応じて他の DNS データを参照する。

図 1 は、圧縮性 DNS と非圧縮性 DNS のエンストロフィーの時間発展を比較したものである。以下、実線は C1 のデータを、破線は I1 のデータを示すことにする。C1 と I1 のエンストロフィーの差は小さく、エンストロフィー最大の時刻 ($t = 3.5$) における C1 と I1 のエンストロフィーの差はたかだか 2.5% である。なお、C1 と I1 運動エネルギーを比較すると、ほとんど違いが見られないため、図は省略した。また、これらの DNS のテイラー長によるレイノルズ数 Re_λ は、初期値 140 から最終値 40 へ、ゆっくりと減衰している。なお、C1 の平均乱流マッハ数 $\langle M_t \rangle$ は、初期に 0.4 であり、以後減衰する。初期に速度発散がないため、ショックレットのような構造は観察されていない。

運動エネルギーやエンストロフィー、 Re_λ などを比較した限りでは、C1 における圧縮性の影響は非常に小さく、特に運動エネルギーを指標として乱流場の活性状態を理解しようとする立場から物事を見るのであれば、圧縮性の影響は無視しうると判断されるかもしれない。しかし、次節に示すように、渦構造を詳細に調べると、圧縮性の影響は非常に大きく渦構造を変えていることがわかる。

3 渦構造解析

ここでは、前節で得られた DNS データについて、渦構造の観点から解析を加える。渦構造の解析には、我々が開発した渦同定手法 [7, 8, 9] を用いる。この手法は、渦の中心軸 (以下、渦軸) と、その周囲にある、渦軸に相対的な流線が渦状的な旋回領域 (以下、渦芯) を、各渦毎に同定するものである。図 2 に、渦軸と

典型的な渦芯を示した。データは C1 の時刻 $t = 2.5$ におけるもので、全格子点 256^3 中、 128^3 の格子点領域を表示した。細いフィラメント状の構造が渦軸であり、ポリゴンで表示された物体が渦芯である。渦芯領域は、各渦軸の周りに存在するが、見易くするために、典型的な数本の渦芯だけを表示している。このような渦軸及び渦芯について、以下では様々な解析を加える。

3.1 渦に関する平均量

図 3(a) には、乱流中の渦の発展具合を示す目安の一つとして、C1 及び I1 の渦軸の長さの総延長の時間発展を示した。C1、I1 ともに、初期に総延長が増大し、 $t = 7.5$ 付近で最大となり、以後減衰する。初期の総延長の増大は、初期条件で与えられた渦が引き延される効果と、新たに渦が生成される効果の 2 種類の寄与によるものである。時刻 $t = 7.5$ 以後の減衰は、粘性効果によるものと考えられる。図 3(a) では圧縮性の影響は顕著ではないが、図 3(b) に示す、渦軸の周りに存在する渦芯が占める体積には、圧縮性の影響が顕著に現れている。図 3(b) は、渦芯が覆う領域の、全体積 $(2\pi)^3$ に対する比である。圧縮性渦、非圧縮性渦ともに、時刻 $t = 2.5$ まで総体積が減少した後、時刻 $t = 7.5$ まで増加し、その後再び減少する。非圧縮性渦の総体積は常に圧縮性渦のそれを上回っており、その超過は $t = 2.5$ において 35% にものぼる。この超過は次第に小さくなっていくが、最終時刻 $t = 10$ においても 10% 以上の差があり、無視できない程の違いがある。なお、よりレイノルズ数の低い C0 と I0 を比較しても、渦の総体積に明確な違いが見えることを記しておく。なお、渦軸の総延長 (図 3) が $t = 7.5$ まで単調増加であったのに対し、図 3 に示した渦体積が $t = 2.5$ を挟んで減少と増加の 2 段階に別れている点に注意を喚起したい。これは、渦の伸長効果は、渦軸を延す一方、渦の旋回領域を引き絞るため、渦の体積を減らす効果があるためである。すなわち、渦軸の総延長を考える上では、渦の伸長効果と新規生成現象がともに総延長を増やすはたらきをもつものに対し、渦の総体積に対しては、前者が減らす方向に、後者が増やす方向に働いており、 $t = 2.5$ までは前者が後者を上回っている。これを示すため、図 4 には、ある渦の時間発展の例を示した。当初太く短かった渦芯が、時間発展につれて細く短く引き伸ばされていく様子がわかる。渦が引き延される様子だけであれば、渦軸の表示だけで理解できるが、渦が細くなり、所謂集中渦を形成する過程は、(等値面の閾値のような任意性を含まない) 客観的な基準による渦芯領域の定義・表現法によってのみ適切に可視化できることに注意を払いたい。

渦軸の総延長が圧縮性によって大きな影響を受けず、他方で渦芯体積が大きく変っていることから、圧縮性が直接影響を与えているのは、渦旋回面上での旋回領域の広がりであると考えられる。これを確かめるため、時刻 $t = 2.5$ における渦断面の半径の PDF を図 5 に示した。横軸は、コルモゴロフの長さスケール l_K で正規化した。圧縮性渦の半径の PDF は、非圧縮のそれに比べて分布が半径の小さいほうに偏っている。これは、圧縮性渦は、非圧縮性渦と比較して旋回領域が狭いことを示している。ここで、減衰性乱流の特徴として、この PDF 自体が定常なものではないことを記しておく。PDF は、次第に代表値が小さくなる方向に変形し続けており、最終的には代表値が $R/l_K \simeq 4$ でほぼ定常となる。

渦構造の旋回断面上での大きさは、渦の旋回運動の強さに大きな影響を受けると考えられる。渦運動の強さを特徴付ける量としては、渦度や渦の周りの循環などが重要である。図 6(a) は、渦軸上での、渦度の渦軸方向成分の二乗平均値の時間発展である。破線は C1B のデータを示す。以下では、圧縮性の強さの影響をより詳細に調べるため、これまでの C1, I1 のデータに加えて、C1B のデータも同時に示す。図 6(a) を見ると、I1 の値は、C1 よりも 30% ほど大きい値をとっており、C1B の値はその中間となっている。図 6(b) は、渦芯周りの循環 $\Gamma = \oint_C \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l}$ の平均値である。ここで、循環を計算するための閉曲線 C として、渦芯の外周を利用した。循環の値を、関係式 $Re_\Gamma = Re_0 \Gamma$ を用いてレイノルズ数に換算すると、初期に $Re_\Gamma \simeq 500$ から始まり、最終時刻では $Re_\Gamma \simeq 80$ である。このグラフにおいても、非圧縮性渦の循環が圧縮性渦の循環を終始上回り、圧縮性の影響で循環が (従って旋回運動が) 低下している傾向を明確に示している。なお、この計算では、旋回運動が弱くなって断面積が小さくなった結果として循環が小さくなったのか、循環が小さく

なったために断面積も小さく成らざるを得なかったのは未だ判別不能である。この点を明かにするため、図 6(c) には、個々の渦芯の循環 Γ を、その渦芯の面積 S で割って得られる渦度 $\omega_T = \Gamma/S$ の二乗平均値の時間発展を示した。これも、図 6(a) と同様の傾向を示している。この量 ω_T は、渦芯の旋回面を貫く渦度の面密度を表していることから、この量の低下は、単純に渦断面積が減少しただけではなく、従って渦の旋回運動がもたらす渦度自体が低下したことを示している。既に述べたように、図 6 に示した 3 つの図は渦の旋回の強さを特徴づける量である。全ての量は、圧縮性が強くなるほどに旋回運動が低下することを明確に示している。

渦周りの旋回運動低下の様子をより詳細に見るため、渦度や非圧縮性圧力について、以下のような平均操作を施す。渦の旋回面上に、渦軸を原点とする極座標 (r, φ) を考える。全ての渦の、個々の旋回面上において、 φ 方向に物理量の平均をとり、しかるのち全旋回面について平均操作を行う。この操作で得られた物理量を、 $\langle \cdot \rangle_\varphi$ で表すことにする。図 7 には、時刻 $t = 2.5$ で得られた (a) 二乗平均 $\langle \omega_{\parallel}^2 \rangle_\varphi$ 及び (b) 非圧縮性圧力ゆらぎ $\langle p^I \rangle_\varphi$ を示す。横軸は、格子点間隔 $D_g = 2\pi/N$ で正規化した動径 r/D_g である。どちらの両も、渦軸中心部で値が非圧縮性渦より小さくなっている一方、 $r/D_g \simeq 10$ の付近では、圧縮性渦と非圧縮性渦の間に違いが見られなくなっている。このように、様々な物理量の圧縮性による変化は、渦の中心軸において顕著に起っており、渦軸から遠ざかる程にその影響が小さくなることがわかる。以上のことから、渦中心軸上での渦度低下が、渦旋回領域の低下、循環、循環渦度等の旋回運動を特徴付ける量の現象をもたらしていると考えられる。圧力揺らぎ p^I は、速度の非圧縮性成分から決定されることを考慮すると、これもまた、渦中心軸上での渦度の低下によってもたらされた二次的な変化である。

3.2 渦度生成抑制機構

前節で示したように、渦軸上での渦度の分布の低下が、圧力揺らぎの低下や循環の低下など、圧縮性渦の旋回運動の低下を招いていると考えられる。ここでは、渦構造上での渦度生成の機構を調べるため、エンストロフィー収支方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{|\omega|^2}{2} = & -\mathbf{u} \cdot \nabla \frac{|\omega|^2}{2} + \omega \cdot \mathbf{S} \cdot \omega + \frac{1}{Re_0} \frac{1}{\rho} \nabla^2 \frac{|\omega|^2}{2} \\ & - |\omega|^2 \nabla \cdot \mathbf{u} + \omega \cdot \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} + \frac{1}{Re_0} \frac{1}{\rho} \nabla^2 \frac{|\omega|^2}{2} - \omega \cdot \left[\frac{\nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u})}{\rho^2} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

の右辺の各項の大きさを、C1 と I1 の間で比較する。ここで、 \mathbf{S} は歪速度テンソルである。但し、非圧縮性流体の場合、式 (9) の中で、 $\rho = \rho_0 \equiv 1$ であること、後ろの 3 つの項は登場しないことに注意されたい。

エンストロフィー収支方程式に、前節で用いた渦旋回断面上での角度方向への平均操作及び全渦軸についての平均操作 $\langle \cdot \rangle_\varphi$ を施す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{|\omega|^2}{2} \right\rangle_\varphi = & - \left\langle \mathbf{u} \cdot \nabla \frac{|\omega|^2}{2} \right\rangle_\varphi + \langle \omega \cdot \mathbf{S} \cdot \omega \rangle_\varphi + \frac{1}{Re_0} \left\langle \frac{1}{\rho} \nabla^2 \frac{|\omega|^2}{2} \right\rangle_\varphi \\ & - \left\langle |\omega|^2 \nabla \cdot \mathbf{u} \right\rangle_\varphi + \left\langle \omega \cdot \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} \right\rangle_\varphi - \frac{1}{Re_0} \left\langle \frac{1}{\rho} \omega \cdot \left[\frac{\nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u})}{\rho^2} \right] \right\rangle_\varphi \end{aligned} \quad (10)$$

図 8 には、 $t = 2.5$ における圧縮性および非圧縮性渦の周りにおける式 (10) の右辺各項の値を示した。実線は C1、破線は I1 のデータを示している。黒塗り及び白抜の丸は、圧縮性及び非圧縮性渦に関する式 (10) 右辺第一項、即ち移流項を表している。黒塗り及び白抜の四角形は、圧縮性及び非圧縮性渦に関する式 (10) 右辺第二項、渦伸長項を、同じく菱形は第三項（散逸項）を表している。黒塗りの三角形、十字形、× 形はそれぞれ式 (10) 右辺第四、第五、第六項であり、圧縮性流体特有の項である。最後の 3 つの項の中で、第四項、即ち流体の収縮による渦の凝集効果を除く二つの項は完全に無視しうる。また、第四項も、他の効果に比べれば小さいため、これが前節で観測された大きな渦構造の違いを生んだとは考えがたい。これに比

べると、最初の3つの項はどれも値が大きいうえに圧縮性と非圧縮性の差が明確に現れている。その中でも取り分け圧縮性と非圧縮性渦の違いが明確なのは第2項、すなわち渦伸長項である。特に渦中心部、すなわち渦軸上では、圧縮性の伸長項の大きさの平均値は非圧縮性渦の伸長項の2/3しかなく、渦度生成が大きく抑制されていることがわかる。渦伸長項は、一様乱流中の渦の生成項として最も重要な役割を果す項であり、図4に見た渦の引き伸ばしは、この項のはたらきによるものである。非圧縮性流体の渦度生成は、完全にこの伸長項のみに依存しており、また、圧縮性流体の場合でも、上に見たように圧縮性独自の項の役割りは伸長項に比べて非常に小さい。この他に、移流項による渦構造外部からの渦度流入存在するが、伸長項に比べると数分の一の大きさしかない。この意味で、圧縮性流体、非圧縮性流体ともに渦度生成は伸長項に依存しており、従って、前節に見た渦軸上での渦度の低下の原因は、この伸長項による渦度生成の低下に帰着されることがわかる。なお、渦伸長項を、平均渦度 $\langle |\omega|^2 \rangle_\varphi$ で正規化した量、 $\chi(r) = \langle \omega \cdot \mathbf{S} \cdot \omega \rangle_\varphi / \langle |\omega|^2 \rangle_\varphi$ を調べると、時間発展を通じてC1の $\chi(r)$ の値は、I1の値に比べて8%前後低い値で推移することがわかる。これは図7に見た渦度の低下量、(時間 $t = 2.5$ で30%程度の低下)と辻褃があっている。

渦伸長の強弱は、渦軸上での渦の伸長率 $\sigma = \partial u_{||} / \partial x_{||}$ を見ることでより直接的に調べることができる。渦伸長率の2乗平均値 $\langle \sigma^2 \rangle$ の時間発展を図9に示した。C1の自乗平均渦伸長率は、常にI1より低く抑えられており、C1Bはその中間の値をとっている。このことから、圧縮性が強くなるほど、渦の伸長率は低く抑えられ、結果として渦軸上の渦度が低くなっていることがわかる。なお、このような渦度の伸長効果の圧縮性による低減は、歪速度テンソルの固有値の大きさからも確かめられる。図は省略するが、C1, I1中の渦軸上での歪速度テンソルの第2固有値の大きさを比較すると、C1の値はI1の値に比べて約10%程度低くなっている。他の2固有値も変化しているが、これらの固有値の固有ベクトルは渦度とはほぼ直交しており、大きな影響を与えることはない。また、第2固有値に対応する固有ベクトルと渦度のなす角度については、C1とI1との間に大きな差が見られないため、歪速度テンソルが渦伸長に対して与える寄与の中で、圧縮性の影響を受けるのは第2固有値の大きさのみである。

このように、圧縮性乱流中では、渦伸長効果が抑制されていることが、渦伸長率や歪み速度テンソルの固有値の大きさから確かめられる。

3.3 音響振動と渦伸長抑制

前節で圧縮性の影響で渦伸長率が低減されることが明かになったことから、次に、どのような機構で渦伸長率の低減が引き起こされるのかを明かにしなければならない。このため、一本の渦軸をサンプルとして選び、その時間発展における渦伸長を詳細に調べる。我々は既に、図4において、一本の渦軸上の引き伸ばしを観測していることから、この渦軸上での物理量を調べることにする。

図10は、図4に示したC1の渦軸と、これに対応するC1BおよびI1渦軸上での σ の値をプロットしたものである。(ここで、圧縮性DNSと非圧縮性DNSの初期条件として、完全に同じ速度場を用意したこと、従って、初期に用意された渦構造も完全に同一であることに注意を喚起したい。初期時刻から存在する渦については、C1, C1B, I1の間で、完全に1対1の対応がつく。)横軸は、渦軸上の一端を原点にとり、渦軸上を辿った距離(単位: 格子点幅)である。図10において、非圧縮性渦の渦伸長率 σ は空間的にゆっくりと、大振幅で変動しているのに対し、圧縮性渦の σ は、非常に激しく振動しており、その大きさは非圧縮性渦に比べて小さくなっていることがわかる。C1, C1Bのデータに見られる振動の波長は、渦芯の直径とほぼ同程度になっている。この波長の短い振動の振幅は、圧縮性が強くなるほど大きくなっている。さらに、図は省略するが、この渦軸上での σ の時間発展を追うと、時間発展の途中から σ に微少な振動が現れ、その振動が渦軸に沿って伝播していることが確認できる。さらに、この波の伝播速度から時間方向の振動周期を求めると、音波の分散関係式にほぼ従っているように見受けられる。

このような振動は、大多数の渦軸上で観測される。従って、渦伸長率の低下は、時間発展の途上で渦軸

上において音波が発生し、 σ の振幅が、より短い波長をもつ音響振動のモードにエネルギーを奪われ、小さくなることに起因していると考えられる。

4 まとめ

この論文では、以下のことを示した。一様等方乱流において、渦構造は低マッハ数であっても圧縮性の影響を受ける。この影響は、渦構造の断面の縮小等様々な量で観測されるが、その直接の原因は渦伸長効果の低減による渦軸上での渦度低下である。渦伸長効果の低減は、渦軸上での音波の発生によって、渦伸長率の平均振幅が減少することによって引き起される。一様等方乱流中の圧力揺らぎの低下も、渦度生成の現象で説明ができる。このような渦構造の変化は、乱流混合など、微細構造が主体となる現象で大きな影響を及ぼすと考えられる。

この研究は、科学研究費補助金・特定領域研究(B)「乱流要素渦の構造と力学」、同奨励研究(A)及び中部電力基礎科学研究助成金の助成を受けて行った。数値計算には核融合科学研究所理論・シミュレーション研究センターのスーパーコンピュータ NEC SX-4/64M2 を使った。

References

- [1] S. Sarkar, "The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow", *J. Fluid Mech.* **282** (1995) 163.
- [2] A. W. Vreman et al, "Compressible mixing layer growth rate and turbulence characteristics", *J. Fluid Mech.* **320** (1996) 235.
- [3] G. Erlebacher, M.Y. Hussaini, H.O. Kreiss and S. Sarkar "The Analysis and Simulation of Compressible Turbulence", *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **2** (1990) 73.
- [4] D. Virk and F. Hussain, "Influence of Initial Conditions on Compressible Vorticity Dynamics" *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **5** (1993) 309.
- [5] J. R. Ristorcelli and G. A. Blaisdel, "Consistent initial conditions for the DNS of compressible turbulence", *Phys. Fluids* **9** (1999) 4.
- [6] Ravi Samtaney, D. I. Pullin and Branko Kosović, "Direct numerical simulation of decaying compressible turbulence and shocklet statistics", *Phys. Fluids* **11** (2001) 1415-1430.
- [7] H. Miura, and S. Kida, "Identification of Tubular Vortices in Turbulence", *J. Phys. Soc. Japan*, **66** (1997) 1331.
- [8] S. Kida and H. Miura, "Swirl Condition on a Low-Pressure Vortices", *J. Phys. Soc. Japan* **67** (1998) 2166.
- [9] S. Kida and H. Miura, "Identification and Analysis of Vortical Structures", *Euro. J. Mech. B/Fluids* **17** (1998) 471.

	N^3	Re_0	M_0^2	Pr_0	γ
I0	256^3	500	-	-	-
I1	256^3	1000	-	-	-
C0	256^3	500	2.0	0.70	1.4
C1	256^3	1000	2.0	0.70	1.4
C1A	256^3	1000	0.5	0.70	1.4
C1B	256^3	1000	0.1	0.70	1.4

Table 1: DNS のコントロールパラメータ。

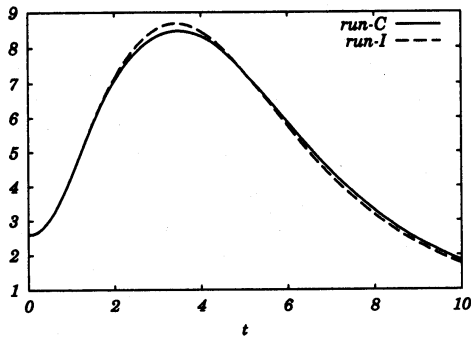


Fig. 1: エンストロフィーの時間発展。

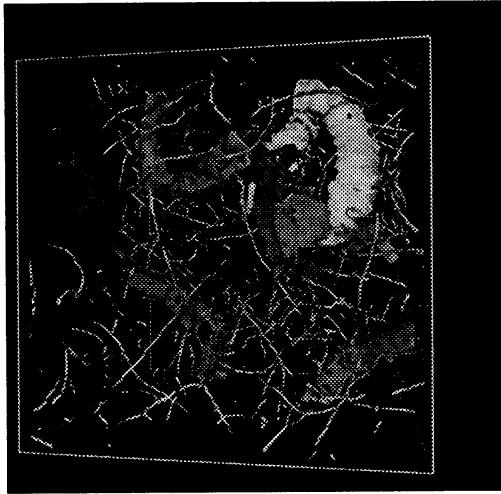


Fig. 2: 渦軸および典型的ないくつかの渦芯の例。

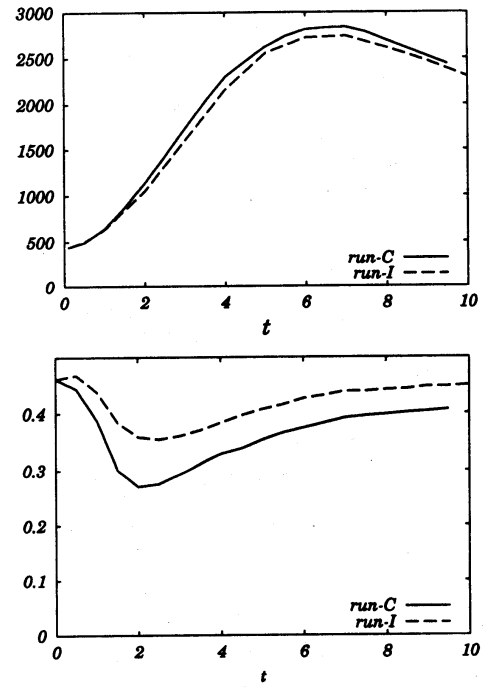


Fig. 3: (a) 渦軸総延長及び (b) 渦芯体積の時間発展。

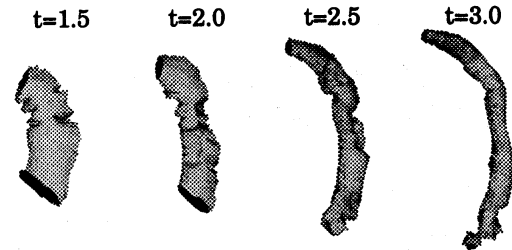


Fig. 4: Time series of a vortex core. The data is taken from Run-C.

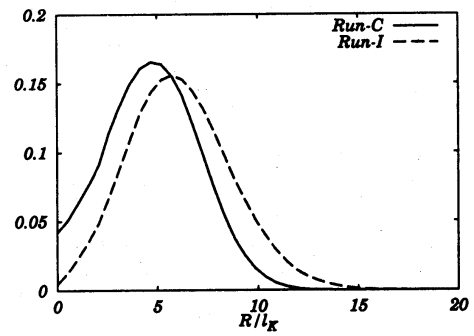


Fig. 5: PDF of virtual radius.

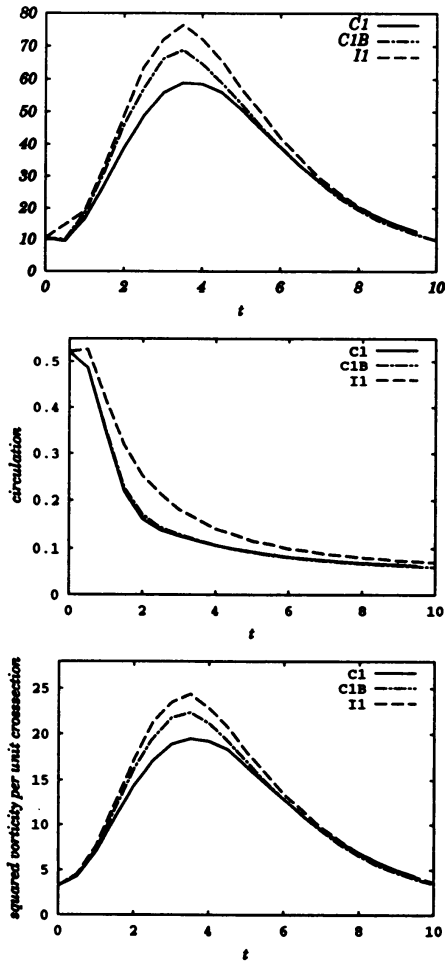


Fig. 6: (a) 渦軸方向渦度、(b) 平均循環、(c) 循環と渦断面面積で定義される渦度の時間発展。

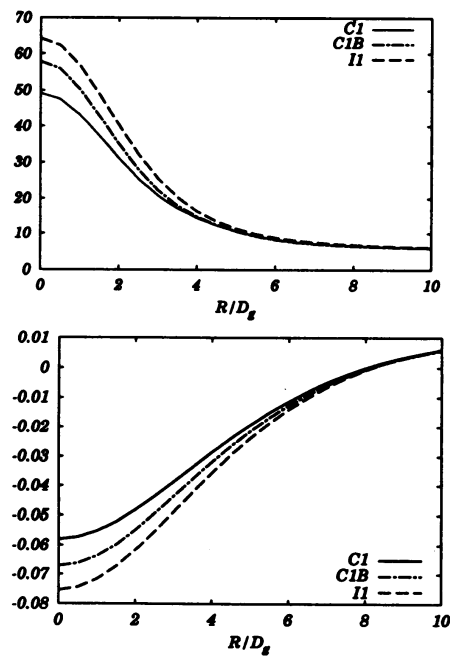


Fig. 7: 平均された (a) 渦軸方向渦度および (b) 非圧

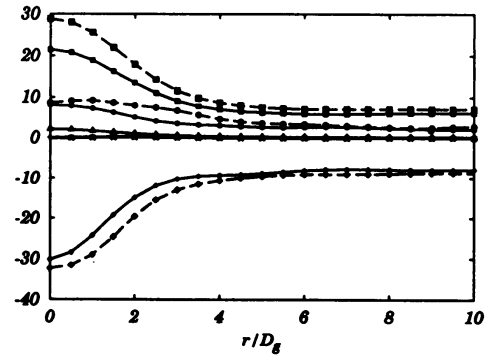


Fig. 8: 渦軸周りでのエンストロフィー収支。

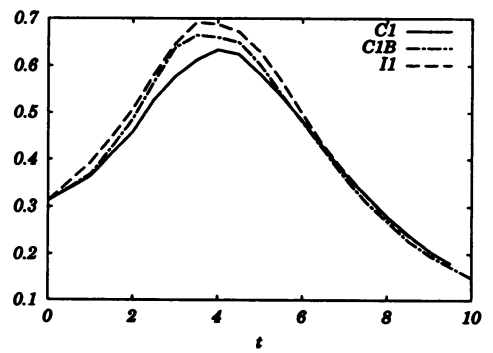


Fig. 9: 渦軸上での平均渦伸長率の時間発展。

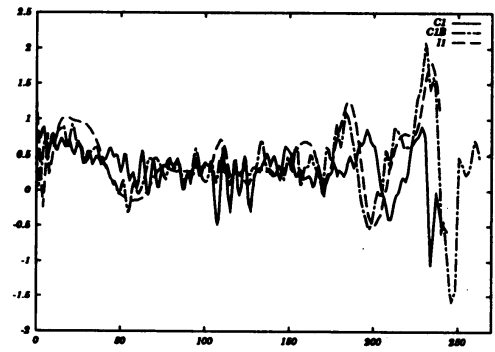


Fig. 10: 一本の渦軸上での渦伸長率の比較